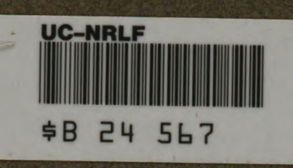
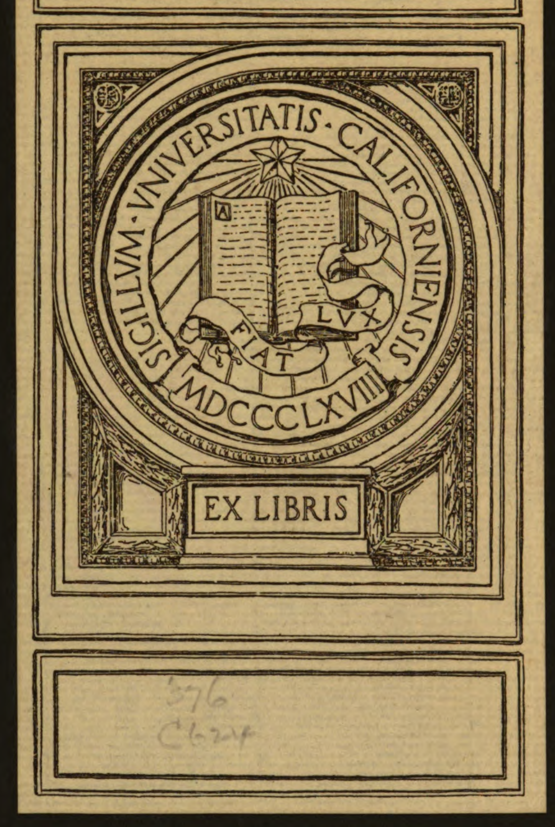

UC-NRLF
$B 24 567


SIGILLVM · VNIVERSITATIS · CALIFORNIENSIS
FIAT LVX
MDCCCLXVIII
EX LIBRIS

2. verbesserte Auflage | Preis M. 1.80

Die Erschütterung eines physikalischen Dogmas

Die physikalische Möglichkeit der andauernden Erzeugung mechanischer Arbeit auf Kosten der im niedersten Temperaturniveau befindlichen irdischen Wärme, ohne Kohle und andere Brennstoffe

von

Friedrich Cleff



Elberfeld 1908

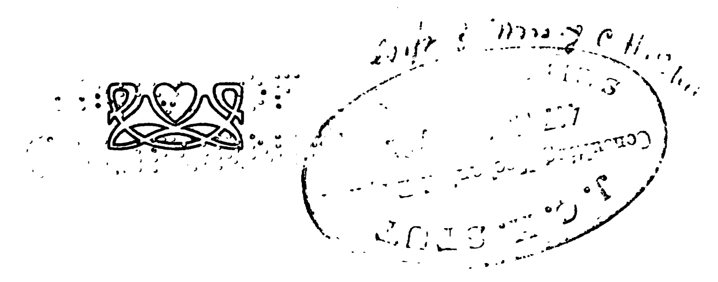
Verlag B. Hartmann.

Die Erschütterung eines physikalischen Dogmas

Die physikalische Möglichkeit der andauernden Erzeugung mechanischer Arbeit auf Kosten der im niedersten Temperaturniveau befindlichen irdischen Wärme, ohne Kohle und andere Brennstoffe

von

Friedrich Cleff



Elberfeld 1908

Verlag B. Hartmann.

Vorwort zur ersten Auflage.

Herausgeboren aus einer durch die Offenbarungen der Natur befangenen Anschauungsweise ist der Irrtum, den als solchen ich darzustellen für angebracht halte.

Nicht wundert es mich, wenn der Leser skeptisch die Mitteilung auf dem Umschlage dieser kleinen Schrift gelesen hat, handelt es sich doch um die Bejahung dessen, was man als unmöglich seit langem ad acta gelegt hat.

Die Darstellung eines allgemeineren, neu erkannten Naturprinzips dürfte auch Nichtfachleute interessieren, und ist diese Abhandlung in leicht verständlicher Weise abgefaßt.

Die Lösung des Problems geschieht hier in der Hauptsache nur vom rein physikalischen Standpunkt, während die Frage der technischen Verwertung mangels genügender Daten vorläufig nur kurz besprochen werden kann.

Ich habe es für notwendig erachten müssen, ein Verfahren bereits unter den Schutz der deutschen Patentgesetze zu stellen, womit das Prioritätsrecht für das Ausland verbunden ist. Auf dieses Recht lege ich weniger aus gewöhnlichen als aus ungewöhnlichen Gründen Wert.

Barmen, Juli 1908.

Der Verfasser.

Vorwort zur zweiten Auflage.

Die zweite Auflage hat gegen die erste insofern eine Änderung erfahren, als es mir inzwischen gelungen ist, die Beweisführung für die neu erkannte physikalische Tatsache in exakterer und in einer dem Leser verständlicheren Weise zu führen. Ich bitte zur Beurteilung meiner Sache lediglich vorliegende Schrift als Grundlage zu nehmen.

Um die zu meiner Entdeckung führenden Grundgedanken klar hervortreten zu lassen, habe ich alles vorläufige Zuviel vermieden. Nach Feststellung der gesamten thermodynamischen Daten des Argons hoffe ich das praktische Verfahren in einer getrennten Schrift genauer zu behandeln.

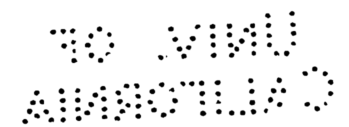
Barmen, September 1908.

Der Verfasser.

Nach der kinetischen Gaslehre wird die Expansivkraft der Gase oder Dämpfe dadurch gebildet, daß sich die Atome oder Moleküle in regelloser Weise in geradliniger Richtung durcheinander bewegen, bis sie auf benachbarte Moleküle oder eine etwa vorhandene Wand stoßen und zurückprallen. Beim Aufstoßen üben sie eine Aktion, beim Zurückprallen eine Reaktion auf die Wand aus. Die Summe von Aktion und Reaktion ist der wirklich ausgeübte Druck. Bei Kenntnis des Druckes auf eine Fläche und der Dichtigkeit des Gases als Maßstab für die Anzahl der in der Volumeneinheit enthaltenen Moleküle läßt sich dann leicht die mittlere Geschwindigkeit derselben berechnen.

Dieselbe beträgt bei 0° C. für Luft 485, Sauerstoff 461, Stickstoff 492 und Wasserstoff 1844 m pro Sekunde. Die lebendige Kraft der fortschreitenden Bewegung ist der absoluten Temperatur (von — 273° C. an gerechnet) proportional und nur ein anderer Ausdruck für dieselbe.

Obige Annahme, nach welcher der auf die Fläche ausgeübte Druck nur von der Anzahl und der lebendigen



Kraft der in fortschreitender Bewegung befindlichen Moleküle abhängt, deckt sich mit dem Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetz. Vermindert man z. B. bei konstanter Temperatur das Volumen eines Gases um die Hälfte, so verdoppelt sich der Druck, da sich in dem verkleinerten Volumen pro Volumeneinheit doppelt so viel Moleküle befinden als vorher. Man schreibt allgemein

$$pv = p_1 v_1 \text{ oder } pv = \text{konstant},$$

wobei p der Druck und v das Volumen bedeutet. Für jede Temperatur ausgedrückt ergibt sich $\frac{pv}{T}$ = konstant = R. T ist die absolute Temperatur, R die nur von der Natur des Gases abhängige Gaskonstante. Bei den meisten Gasen treten kleinere Abweichungen von diesem Gesetze ein, deren mechanische Grundlagen hier jedoch mangels besonderer Wichtigkeit nicht besprochen werden sollen.

Außer der fortschreitenden Bewegung existieren noch andere Bewegungen, zunächst einmal rotierende da jedes Zusammenstoßen der Moleküle, wenn es nicht zufällig zentral erfolgt, drehende Bewegung erzeugt. Es sind ferner intramolekulare Bewegungen vorhanden, die durchschnittlich um so größer werden, je größer die Anzahl der das Molekül zusammensetzenden Atome.

Ändert ein Gas seinen Zustand dadurch, daß es sich arbeitsverrichtend ausdehnt, wobei weder Wärme

von außen zugeführt noch nach außen abgeleitet wird, so verschwindet in dem Gase eine der Arbeitsleistung äquivalente Wärmemenge, so daß die Temperatur sinkt. Diese Zustandsänderung wird adiabatisch genannt. Genau wie ein gegen eine zurückweichende Wand geschleuderter elastischer Ball mit verringerter Geschwindigkeit zurückfliegt, da er an dieselbe eine Energie abgegeben hat, die gleich ist dem Produkt aus dem ausgeübten Druck und dem während dieses Druckes zurückgelegten Wege, so kehren die als vollkommen elastisch anzusehenden Gasmoleküle bei der genannten Zustandsänderung mit verringerter Energie zurück, die Temperatur sinkt.

Da die intramolekularen und rotierenden Bewegungen jeweilig mit der Kraft der fortschreitenden Bewegung im Gleichgewicht stehen, so kann letztere nicht geringer werden, ohne daß auch jene abnehmen, d. h. sie gehen entsprechend dem Temperaturabfall in die fortschreitende Bewegung über. Es ergibt sich daraus, daß bei gleicher äußerer Arbeitsleistung dasjenige Gas den stärksten Temperaturabfall hat, dessen intramolekulare Bewegung die geringste ist. Erfolgt die Zustandsänderung in umgekehrter Weise d. h. findet eine adiabatische Kompression statt, so wird auf Kosten mechanischer Arbeit die Energie des Gases, mithin auch die Temperatur erhöht.

Eine Zustandsänderung, bei der die Temperatur unverändert bleibt, ist eine isothermische. Um dieselbe zu ermöglichen, muß bei der Arbeitsleistung Wärme hinzugeführt, bei der Kompression Wärme abgeleitet werden. Die zugeführten bezw. abgeleiteten Wärmen sind der geleisteten bezw. verbrauchten Arbeit äquivalent. Die innere Energie des Gases bleibt konstant, mithin auch der Wert pv.

Die Mitte zwischen der adiabatischen und isothermischen Zustandsänderung bildet die polytropische. Die Temperatur ändert sich, und kann die Wärmezuleitung und Wärmeableitung in den verschiedensten Graden erfolgen.

Wird einem Gasquantum bei konstantem Volumen Wärme zugeführt, so daß die Temperatur steigt, so wird keine Wärme in Arbeit umgesetzt, da ja keine Ausdehnung stattfindet. Geschieht dagegen die Temperaturerhöhung unter konstantem Drucke, so verschwindet ein Teil der Wärme in der zur Überwindung des äußeren Druckes verbrauchten Arbeit. Das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und konstantem Volumen ist bei den Gasen, deren Moleküle durch 2 Atome gebildet werden, annähernd $k = 1,4$, was für Luft, Stickstoff, Sauerstoff und Wasserstoff als zweiatomigen Gasen zutrifft. Für einatomige Gase z. B. Helium, Argon ist das Verhältnis $k = 1,66$.

Als Wärmeeinheit hat man diejenige Wärmequantität angesetzt, welche erforderlich ist, um ein Kilogramm Wasser von 0 ° C. (Gefrierpunkt des Wassers bei normalem Druck) um 1 ° in der Temperatur zu erhöhen. Man nennt sie auch Kalorie oder Kilogramm-Kalorie. Neuere Versuche haben ergeben, daß dieselbe einer Arbeitsleistung von 432,5 Kilogrammetern äquivalent ist.

Nach einem Grundsatz der Thermodynamik kann nie Wärme von selbst aus einem kälteren in einen wärmeren Körper übergehen. Da aber in irgend einem System nur dann Wärme in Arbeit verwandelt werden kann, wenn ein Übergang von höherer zu niederer Temperatur stattfindet, schließt man, so ist die auf das tiefste Temperaturniveau übergegangene Wärme nicht mehr andauernd rückwandelbar.

Man hat diese vorgebliche „Tatsache“ sehr oft mit einem Gewicht verglichen, das nur Arbeit zu leisten vermag, wenn es von einer höheren auf eine niedere Lage sinkt und seine Arbeitsfähigkeit erschöpft hat, sobald seine tiefste Lage bzw. die Fallgrenze erreicht ist.

Nach dem heutigen Stande der Wissenschaft ist der vollkommenste Prozeß, um Wärme in Arbeit zu verwandeln, der Carnotsche Kreisprozeß. Bei demselben kommen nur Zustandsänderungen isothermischer

und adiabatischer Natur vor. Es dehnt sich zuerst ein Gas von der Temperatur T_1 isothermisch aus. Dann folgt eine adiabatische Expansion, wodurch die Temperatur auf T_2 sinkt. Bei dieser Temperatur wird dann isothermisch derartig komprimiert, daß das Kompressionsverhältnis gleich dem Expansionsverhältnis der isothermischen Expansion ist. Wird nun adiabatisch zurückkomprimiert, so ist mit dem Anfangsvolumen auch die Anfangstemperatur T_1 wieder erreicht. Da bei der adiabatischen Expansion die Temperatur von T_1 auf T_2 sinkt, bei der adiabatischen Kompression von T_2 auf T_1 steigt, so ist die Summe der durch die adiabatischen Zustandsänderungen erzeugten und verbrauchten Arbeit gleich Null, mithin für die Beurteilung der Wirkungsweise des Prozesses ohne Einfluß. Das Produkt pv während der isothermischen Expansion ist $= R\,T_1$, das bei der isothermischen Kompression $= R\,T_2$. Da das Kompressionsverhältnis gleich dem Expansionsverhältnis ist, so ist, wenn man die bei der isothermischen Expansion geleistete Arbeit mit L_1, die bei der isothermischen Kompression verbrauchte Arbeit mit L_2 bezeichnet,

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{R\,T_1}{R\,T_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

woraus man erkennt, daß die Arbeitsleistung dieses Prozesses nur von dem Wert der Temperaturdifferenz abhängt.

Nennt man die bei T_1 hinzugeführte Wärme Q_1, die bei T_2 abgeleitete Wärme Q_2, so ist auch

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

Da Q_2 eine abgeleitete Wärmemenge ist und deshalb einen negativen Wert hat, so läßt sich schreiben

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0$$

oder aber

$$\Sigma\left(\frac{Q}{T}\right) = 0$$

Handelt es sich um kompliziertere umkehrbare Kreisprozesse irgend welcher Art, bei welchen die Verdichtungen lediglich durch Kompression bewirkt werden, so gilt

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} + \frac{Q_3}{T_3} + \ldots\ldots\ldots\ldots = 0$$

oder

$$\int \frac{d\,Q}{T} = 0$$

Bei nicht umkehrbaren Prozessen ergibt sich dann

$$\int \frac{d\,Q}{T} \leqq 0$$

Diese Gleichungen sind der mathematische Ausdruck für den II. Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie: I n e i n e m g e s c h l o s s e n e n S y s t e m k a n n d i e E n t r o p i e n i c h t k l e i n e r w e r d e n,

sie bleibt höchstens in dem idealen Fall umkehrbarer Verwandlungen konstant, in allen anderen Fällen nimmt sie zu.

Die Werte $\frac{Q_1}{T_1}$, $\frac{Q_2}{T_2}$ usw. hat man in Anlehnung an den Vergleich mit durch ihr Niedersinken Arbeit leistenden Gewichten mit „Wärmegewichten" zu benennen für vorteilhaft befunden und den Satz aufgestellt: In einem vollkommenen Kreisprozeß ist die algebraische Summe der zugeführten und abgeführten Wärmegewichte gleich Null.

Außerordentlich einleuchtend ist der Vergleich der Arbeitsfähigkeit des Wärmegewichtes $\frac{Q}{T}$ mit derjenigen eines Körpergewichtes. Sie sollen aber bald erkennen, daß die Natur uns nur einmal wieder getäuscht hat.

Ebenso wie ein Gewicht seine Arbeitsfähigkeit verliert, wenn seine Fallhöhe Null geworden, so ist auch ein Körper, dessen Energie seine Massenbewegung bezw. seine kinetische Energie ist, zu einer Arbeitsleistung mathematisch betrachtet erst dann untauglich, wenn die Bewegung Null wurde. Da aber ein Gas nichts anderes ist, als ein Vorrat bewegter Moleküle, die genau den mechanischen Gesetzen gehorchen, wie jede andere Masse, so entsteht der berechtigte Gedanke, daß seine äußerste Arbeitsfähigkeit auch erst

dann erschöpft sein kann, wenn die die Expansivkraft des Gases bildende Energie der fortschreitenden Bewegung der Moleküle Null, d. h. die Temperatur der Verdampfungs- bezw. Verdunstungsgrenze*) erreicht ist. Es müßte hiernach die Fallgrenze des Gewichtes vergleichsweise mit der Verdampfungsgrenze der Gase und Dämpfe korrespondieren. Bei der Temperatur der Verdampfungsgrenze ist der Wert $pv = 0$, mithin $p = 0$, wobei sich der Körper im flüssigen oder festen Agregatzustand befindet. Die Temperatur der Verdampfungsgrenze ist bei allen Körpern verschieden und hauptsächlich wohl von dem Grade der Fähigkeit der Moleküle oder Atome, sich vermittelst ihrer Kohäsion zu vereinigen, abhängig.

Zwar haben in den meisten Fällen Körper von großen Atom- bezw. Molekulargewichten die höchste Temperatur der Verdampfungsgrenze, während sie bei den leichten Gasen teilweise nicht einmal weit vom Nullpunkt der absoluten Temperatur liegt oder gar mit ihm zusammenfällt. Die Verdampfungsgrenze des Quecksilbers liegt bei gewöhnlicher Temperatur. Während Regnault den Druck desselben bei 0° C. mit 0,02 mm Quecksilbersäule = 1/37000 Atm. experimentell bestimmte, ergaben neuere und genauere Versuche einen

*) Siehe Dühring 1878, Neue Grundlagen zu einer rationellen Physik und Chemie.

Druck von 0,00019 mm = 3,34 Milliontel Atm. Berücksichtigt man jedoch, daß ein Raum praktisch von leichten, luftförmigen Körpern nicht vollkommen zu befreien ist, so wird man die gefundene Spannung noch mit auf Rechnung dieser Gase setzen müssen. Infolge der viel größeren Geschwindigkeit der leichten Moleküle, ferner durch Wärmestrahlvorgänge selbst bei tieferen Temperaturen kann noch durch Erzeugung gewisser Bewegungszustände die Erscheinung einer Verdunstung hervorgerufen werden, wenngleich die Temperatur unterhalb der Verdampfungsgrenze liegt. Unter dem Einflusse flüssiger Luft kondensiert sich Kohlensäure derartig, daß ein für Kathodenstrahlen geeignetes Vakuum erzeugt wird. Auch bei diesbezüglich stattgefundenen Versuchen haben die verschiedensten äußeren Einwirkungen stattgefunden. Es ist in vielen Fällen deshalb der absolute gaslose Punkt praktisch nicht erreichbar. Er bildet aber eine absolut sichere physikalische Tatsache, die ich zur Grundlage mache für den im folgenden beschriebenen Kreisprozeß.

Derselbe präsentiert das primitivste Prinzip, nach welchem die auf das niedrigste Temperaturniveau übergegangene Wärme andauernd in mechanische Arbeit zurückverwandelt werden kann. Der Prozeß hat nur einen theoretischen Wert und soll nur ein mechanisches Prinzip darstellen.

Es dehnt sich ein Gas oder Dampf von der Temperatur T_1, welche niedriger ist als die Temperatur T_0 der äußeren Umgebung, ununterbrochen unter Leistung des Maximums der äußeren mechanischen Arbeit rein adiabatisch aus, wodurch die Temperatur ununterbrochen sinkt, bis schließlich die Expansivkraft des Dampfes erschöpft, und die Verdampfungsgrenze erreicht ist, so daß $pv = 0$. Es ist dann Totalkondensation eingetreten, und ein physikalisches Vakuum geschaffen. Da also der Körper durch einen durch bloßen Arbeitsgewinn bedingten Wärmeverlust total kondensiert wird, mithin auf eine Dichte zurückgeführt werden kann, die größer ist als diejenige im Dampf- oder Gaszustand bei Beginn der Expansion, so kann er ohne weiteres durch Wärmeaufnahme aus der Umgebung auf seinen Anfangszustand zurückgebracht und der Prozeß wiederholt werden usw. beliebig oft, wobei das Wärmeäquivalent der jedesmal geleisteten Arbeit der äußeren Umgebung entzogen wird. Bezeichnend für diesen Prozeß ist, daß keinerlei Wärme nach außen abgeleitet zu werden braucht, da sich alle hinzugeführte Wärme vollkommen in Arbeit verwandelt.

Daß allgemein jedem Gas oder Dampf durch äußere Arbeitsleistung die zur Totalkondensation nötige Wärmemenge entzogen werden kann, ergibt sich außerdem aus folgender Überlegung:

Die in dem Gase enthaltene Energie ist eine begrenzte Größe, die nach dem Gesetz von der Erhaltung der Quantität auch nur eine begrenzte, äquivalente Arbeit zu leisten vermag. Ist aber der auf die inneren Wände ausgeübte Druck noch größer als Null, so müßte, wenn sich dieselben zurückbewegten, auch noch eine positive, äußere Arbeit geleistet werden können. Es folgt daraus, daß bei Erreichung des durch das Gesetz der Erhaltung der Kraft bedingten Maximums der Arbeitsleistung der Dampf keinen Druck mehr ausüben kann.

Da die äußeren, irdischen Druckverhältnisse auf die Wirkungsweise dieses Prozesses keinen Einfluß haben, so kann man sich denselben in einem geschlossenen Raum kontinuierlich abspielend denken, so daß alle von dem Körper durchzumachenden Zustandsänderungen gleichzeitig stattfinden.

Das Maximum der Arbeitsleistung dieses Prozesses ist lediglich abhängig von der in dem Körper enthaltenen Wärmemenge, die ihm entzogen werden müßte, um es bis zur Verdampfungsgrenze abzukühlen. Ich nenne diese Wärmequantität eines Dampfes oder Gases die absolute Arbeitswärme. Da die Temperaturen der Verdampfungsgrenze bei den verschiedenen Körpern verschieden sind, so ist unter Erfüllung der dem Prozeß zugrunde liegenden Bedingungen theoretisch

Wärme überhaupt und schlechthin in Arbeit umsetzbar. Interessieren wird vielleicht folgende Überlegung:

Z. B.: Komprimiert man mit der Kraft L isothermisch ein Quantum Luft von gewöhnlichem Druck und Temperatur, so wird nach der heutigen Entropielehre die Entropie des Gases kleiner, und stellt dasselbe nunmehr ein Potential dar, das ohne weiteres wieder Arbeit zu leisten vermag. Vom Standpunkt des Gesetzes von der Erhaltung der Energie hat zur Erzeugung dieses Potentials kein Energieverbrauch stattgefunden, da das Wärmeäquivalent der zur Kompression verbrauchten Arbeit aus der Luft abgeleitet bezw. dem Universum zurückgegeben wird. Setzt man dagegen mit der Kraft L eine unangespannte Feder in Spannung, so wird zur Schaffung dieses Potentials die Arbeit L vollkommen verbraucht, ohne daß das Universum eine Energie in irgend welcher Form zurückerhält.

Es hat mit der Schaffung der beiden Potentiale mithin seine eigene Bewandtnis. Verstehen wird man die Vorgänge aber bald: Durch die isothermische Kompression der Luft ist nur ein relatives Potential geschaffen, für welches die Differenz zwischen dem Druck der äußeren Atmosphäre und demjenigen des komprimierten Gases maßgebend ist. Bezieht man aber das Potential der Luft auf das Vakuum, in

welchem Falle man das absolute Potential erhält, so ergibt sich, daß letzteres vor und nach der Kompression dasselbe geblieben, also gar kein neues Potential geschaffen ist, und hat deshalb auch zur Erzeugung des bloßen relativen Potentials vom Standpunkt des Gesetzes der Konstanz der Energie kein Energieverbrauch stattgefunden. Durch die isothermische Kompression ist eben nur ein bereits vorhandenes, absolutes Potential niederer Spannung in ein gleichwertiges höherer Spannung verwandelt worden.

Die unangespannte Feder war aber überhaupt kein Potential und um ein solches zu schaffen, mußte Energie vollkommen verbraucht werden.

Ob man ein Gewichtsquantum Luft von 50 Atm. oder dasselbe Quantum bei gleicher Temperatur und 1 Atm. auf die Verdampfungsgrenze expandieren läßt, ist für die Arbeitsleistung im Prinzip gleichgültig. Das Gas mit dem höheren Druck hat eben auch das kleinere Volumen.

Läßt man die verschiedenen Gase und Dämpfe genannten Kreisprozeß durchlaufen, so zeigt sich ein äußerst verschiedenes Verhalten bezüglich der Druckverhältnisse. Man nehme einmal die Anfangstemperatur $T_1 = 0^0$ C. Der Maximaldruck des Wasserdampfes bei dieser Temperatur ist 1/160 Atm., des Ammoniaks NH_3 4,19 Atm., des Schwefel-

wasserstoffes H_2S 11,2 Atm. und der Kohlensäure CO_2 36,7 Atm. Bei diesen Drucken und 0° C. befinden sich diese Körper in gesättigtem Zustande. Ihre kritische Temperatur d. h. diejenige, oberhalb welcher ein Gas durch keinen noch so hohen Druck verflüssigt werden kann, befindet sich oberhalb 0° C. Gase mit tiefliegender kritischer Temperatur können bei diesem Prozeß einen außerordentlichen Anfangsdruck haben. Würden sich z. B. die Kondensate von Luft, Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff, Argon etc. unter konstantem Volumen auf 0° erwärmen, so könnte der Druck auf über 1000 Atm. steigen.

Dehnen sich genannte Gase von einem solchen Druck, der auch noch geringer sein darf, und gewöhnlicher Temperatur rein adiabatisch unter Leistung des Maximums der äußeren Arbeit bis auf normalen Atmosphärendruck aus, so bildet sich ein starker Niederschlag kondensierter Gasmengen. Bei Argon sinkt die Temperatur wegen seines großen Wertes von $k = 1{,}66$ am schnellsten, und ist die Verflüssigung am bedeutendsten. Die Temperaturen dieser gesättigten Gase bei normalem Atmosphärendruck sind die folgenden:

Sauerstoff	— 182°	= 91°	absolut
Argon	— 185,8°	= 87,2°	„
Luft	— 191°	= 82°	„
Stickstoff	— 195,7°	= 77,3	„
Wasserstoff	— 252,6°	= 20,4°	„

Ob Wasserstoff von gewöhnlicher Temperatur selbst bei Leistung des Maximums der äußeren Arbeit bei Erreichung normalen Druckes in den gesättigten Zustand übergegangen ist, erscheint fraglich, aber doch nicht unwahrscheinlich.

Versuche, schwer koerzible Gase durch bloße adiabatische Expansion zum Teil zu verflüssigen, sind bereits 1877 durch Cailletet angestellt worden. Derselbe ließ unter einem Druck von 300 Atm. stehenden Sauerstoff von gewöhnlicher Temperatur durch plötzliches Aufheben des Druckes in einer Glasröhre auf normalen Atmosphärendruck expandieren, wobei eine nicht unbedeutende Verflüssigung des Sauerstoffes konstatiert wurde. Ein ähnliches Resultat erhielt man bei Stickstoff, der unter einer Anfangsspannung von 200 Atm. stand. Ist v_1 das Volumen vor der Expansion, v_2 dasjenige bei Beendigung derselben, so ist die geleistete Arbeit

$$L = P\,(v_2 - v_1)$$

wobei P der äußere Atmosphärendruck bedeutet.

Es wird bei dieser Art der Expansion nicht annähernd das Maximum der möglichen Arbeit geleistet. Dasselbe tritt erst dann ein, wenn der äußere Widerstand und der innere Druck während der Expansion jeweilig gleich sind.

Wenngleich die absolute Arbeitsfähigkeit eines Gases oder Dampfes lediglich von der in ihm enthaltenen absoluten Arbeitswärme abhängt — verständlich übrigens auch dadurch, daß doch die Quantität zu dem Raume, in dem sie sich befindet, in gar keinem kausalen Zusammenhang steht —, so wäre für praktische Zwecke die Energieabgabe in einem kleinen Raume natürlich eine Notwendigkeit. Zur Erreichung der Verdampfungsgrenze würde die Expansion bei dem genannten Kreisprozeß in den unteren Temperaturgraden unter den günstigsten Umständen aber noch ins Ungeheure gehen. Ich wiederhole, daß ich diesen Prozeß nur eines bloßen mathematischen Prinzips wegen anführe. Mit demselben Recht, mit dem die Thermodynamik als äußersten Grenzwert für ihre Berechnungen die Existenz eines praktisch noch nie erreichten absoluten Nullpunktes der Temperatur annimmt, setze ich als äußerste, praktisch nie erreichbare Grenze der Arbeitsfähigkeit eines Gases oder Dampfes in einem Kreisprozeß seine ihm gehörige Verdampfungsgrenze, den absoluten gaslosen Punkt.

In einem für die Praxis geeigneten Verfahren müßte die Expansionskurve ganz bedeutend abgeschnitten werden können, und deshalb die Totalkondensation des Körpers oberhalb der Verdampfungsgrenze stattfinden. Um jedoch rationell zu einem exakten Resultat zu

kommen, müssen wir mit dem Prinzip des beschriebenen Prozesses noch weiterarbeiten. Der folgende Prozeß sei benannt mit

Prozeß I.

Ein Gewichtsquantum G_1 Argon habe die Anfangstemperatur $T_1 = 200^0$ absolüt $= - 73^0$ C., den Anfangsdruck $p_1 = 500$ Atm. und das Anfangsvolumen v_1. Die absolute Arbeitswärme sei Q_1. Das Argon dehnt sich nun adiabatisch unter Leistung des Maximums der äußeren Arbeit bis zur Verdampfungsgrenze T_2 aus und verwandelt Q_1 in Arbeit, wodurch sich der Körper vollkommen kondensiert, und das Kondensat in seinen früheren Raum*) v_1 zurück gebracht werden kann. Es nimmt nunmehr Q_1 wieder aus der Umgebung auf, wodurch T_1 wieder erreicht wird, und der Prozeß von neuem beginnen kann usf.

Die Kondensation in dem Prozeß beginnt von dem Augenblick an, bei welchem das Argon in den gesättigten Dampfzustand eintritt. Bei Erreichung des normalen Atmosphärendruckes ist, wie bekannt, bereits eine stärkere Kondensation eingetreten, die bei ununterbrochener adiabatischer Expansion fortschreitet, bis schließlich bei der Verdampfungsgrenze die Totalkondensation stattgefunden hat.

*) v_1 ist bedeutend größer als das Volumen des bei T_2 kondensierten Argons.

Prozeß II.

Derselbe beginne die adiabatische Expansion des Gewichtsquantums G_1 Argon ebenfalls bei $T_1 = 200^0$ absolut, jedoch nicht bei $p_1 = 500$ Atm., sondern bei $p_2 = 1$ Atm. und dem Volumen v_2. Mit dem Druck von $^1/_{10}$ Atm. ist auch der gesättigte Dampfzustand erreicht, was sich auf Grund des Wertes $k = 1.66$ und des Gesetzes der korrespondierenden Siedetemperaturen erkennen läßt. Die bei $^1/_{10}$ Atm. erreichte Temperatur beträgt ca. — 193^0 C. Bei andauernder Expansion schreitet die Kondensation fort, und ist mit Erreichung der Verdampfungsgrenze T_2 der Körper in denselben Zustand gelangt wie bei Beendigung der Expansion in I. Das Kondensat nimmt nun unter dem konstanten Volumen v_1 die Wärme Q_1 aus der Umgebung auf, womit die Temperatur T_1 und der Druck p_1, also der Zustand wie bei Beginn des Prozesses I erreicht wird. Wir haben dann in II nicht nur die absolute Arbeitswärme, die das Argon bei p_2 besaß, in Arbeit umgesetzt, sondern außerdem das absolute Gaspotential von der niederen Spannung $p_2 = 1$ Atm. in ein gleiches von der höheren Spannung $p_1 = 500$ Atm. verwandelt. Es ist ziemlich genau $p_1 v_1 = p_2 v_2$. Das Argon expandiert nun von p_1 auf p_2 isothermisch bei T_1, wobei es die Wärme Q_2 der äußeren Umgebung entzieht. Diese bei der

isothermischen Expansion geleitete Arbeit ist viel größer als die in I oder II durch die adiabatische Expansion erzeugte und ist Q_2 größer als Q_1.

Prozeß III.

Für den Prozeß bestehe die Voraussetzung der umkehrbaren Verwandlungen. Um den in demselben vorkommenden Temperaturaustausch möglich zu denken, müßte eine wenn auch unendlich kleine Temperaturdifferenz vorhanden sein, die jedoch vernachlässigt werden kann, um in Übereinstimmung mit der Voraussetzung zu bleiben.

Es wird ferner vorausgesetzt, daß, soweit nicht anders bemerkt, keine Wärme von außen dem System durch Wärmeleitung oder Strahlung zugeführt wird.

Das Argon von dem Gewichtsquantum G_1 expandiert wie in I bis zur Verdampfungsgrenze, wodurch Q_1 vollkommen in Arbeit verwandelt wird. Gleichzeitig expandiert ein Gewichtsquantum G_0 eines außerordentlich schwer koerziblen Gases — der Leser möge sich Helium denken — von der Anfangstemperatur $T_1 = 200^0$ absolut, dem Anfangsvolumen v_0 und dem Anfangsdruck p_0 = mehrere 100 Atm. ebenfalls adiabatisch bis zu T_2. Das Helium werde nunmehr polytropisch auf sein Anfangsvolumen v_0 so zurückkomprimiert, daß das Argon die aus dem Helium abgeleitete

Wärme unter seinem konstanten Volumen v_1 derartig aufnimmt, daß von Anbeginn der Kompression an die Temperaturen der Körper gleichmäßig steigen bezw. jeweilig gleich sind. Es findet sich dann, daß bei Erreichung von v_0 die erlangte Temperatur der beiden Körper niedriger ist als T_1. Ich nenne sie T_3, und ist in dem System nicht nur die absolute Arbeitswärme des Argons, sondern auch ein Teil der Wärme des Heliums in Arbeit verwandelt, da die Kompressionsarbeit des letzteren infolge der Wärmeableitung bedeutend geringer ist als die Expansionsarbeit. Die Höhe von T_3 ist natürlich in zweiter Linie von dem Gewichtsverhältnis $G_1 : G_0$ der beiden Körper abhängig.

Letztere können nun durch Wärmeaufnahme aus der Umgebung auf ihre Anfangstemperatur T_1, mithin auf ihren Anfangszustand zurückgebracht und der Prozeß wiederholt werden usw. beliebig oft, wobei jedesmal alle hinzugeführte Wärme vollkommen in Arbeit verwandelt wird.

Prozeß IV.

Liegt die Endtemperatur T_2 bei Beendigung der adiabatischen Expansion oberhalb der Verdampfungsgrenze, so kann die Totalkondensation bezw. die Verdichtung des Argons bei T_2, bis sein Anfangsvolumen

v_1 wieder hergestellt ist, nur durch Wärmeentziehung erreicht werden.

Dieses geschieht dadurch, daß das ebenfalls von T_1 auf T_2 adiabatisch expandierte Helium bei T_2 isothermisch weiterexpandiert, indem es die Verdampfungswärme des Argons bei dessen konstanter Temperatur T_2 aufnimmt und in Arbeit verwandelt. Darauf wird das Helium polytropisch in der bereits bekannten Weise zurückkomprimiert, wobei das Argon unter seinem konstanten Volumen v_1 die aus dem Helium abgeleitete Wärme aufnimmt, und ist mit Wiedererreichung von v_0 eine Temperatur erreicht, die ich auch jetzt mit T_3 bezeichnen will. Der Leser erkennt sofort, daß T_3 in Prozeß III, in welchem die Totalkondensation des Argons nur durch einen durch Arbeitsgewinn bedingten Wärmeverlust erreicht wurde, den kleinsten Wert haben muß. Würde man dagegen die Expansion des Argons nur bis zum trocken gesättigten Dampfzustand getrieben haben, so hätte die Kondensation lediglich und allein durch Wärmeableitung auf das Helium stattfinden können, in welchem Falle $T_3 = T_1$ wäre, d. h. die gesamte bei der Expansion der Körper geleistete Arbeit wird wieder verbraucht, um dieselben auf ihre Anfangsvolumen zurückzuführen. Zwischen T_1 und der tiefsten Temperatur T_3 in Prozeß III liegen unendlich viele

Temperaturen, die bei Wiedererlangung des Anfangsvolumens v_0 des Heliums erreicht werden, wenn durch die bloße adiabatische Expansion des Argons Teilkondensation eintritt. Ist diese Teilkondensation nur unendlich wenig von der Totalkondensation entfernt, so ist T_3 auch nur um einen unendlich kleinen Wert höher als T_3 in III. Ist sie jedoch unendlich gering, so ist T_3 um einen unendlich kleinen Wert geringer als T_1. Fand die Kondensation während der Expansion z. B. nur zur Hälfte statt, so liegt T_3 ungefähr in der Mitte zwischen T_1 und T_3 in III. Ebenso wie I, II und III nur dadurch mit Gewinn arbeiten, daß die dem Körper zwecks Totalkondensation zu entziehende Wärme unmittelbar in Arbeit verwandelt wird, so kann auch IV nur Gewinn aufweisen, wenn die Kondensation durch die Arbeitsleistung des Argons stattfindet.

Der Arbeitsgewinn ist natürlich äquivalent derjenigen Wärmemenge, die den Körpern aus der Umgebung zugeführt werden muß, um sie von T_3 auf T_1 zu erwärmen. Je niedriger T_3, desto größer ist das Wärmemanko und um so bedeutender die Entropieabnahme. Bei $T_3 = T_1$ existiert kein Wärmemanko, mithin auch keine Entropieverkleinerung.

Man sieht, die Expansion des zu kondensierenden Dampfes braucht nicht bis zur Verdampfungsgrenze getrieben zu werden, damit der Prozeß andauernd

Arbeit leistet. Größer würde man den Wirkungsgrad von IV gestalten können, wenn man ähnlich wie in II die adiabatische Expansion erst bei einem tieferen Druck begänne. Es entsteht dann ein Prozeß, der evtl. für ein praktisches Verfahren tauglich würde.*) Solange jedoch die zur Feststellung der Arbeitsdiagramme nötigen Daten fehlen, läßt sich Genaueres nicht sagen. Anstatt des Heliums wäre Wasserstoff zu verwenden. Da bei einem praktischen Verfahren die genau umkehrbaren Verwandlungen nicht möglich sind, so müssen die dadurch entstehenden Verluste vom Gewinn bestritten werden.

Daß man bei einem praktischen Verfahren als Energiequelle nicht die Wärme der Luft, sondern vorzüglich die des Wassers, das bereits in kleinem Volumen größere Wärmequantitäten enthält, verwendet, dürfte sofort einleuchten. Wir hätten dann eine Maschine, in die Wasser hineingeleitet wird, während Eis heraustritt. Die Schmelzwärme des Wassers beträgt 80 Kalorien.

---

*) Die Wirkungsweise des Prozesses würde darin bestehen, daß sich wie in II ein absolutes Potential sehr niedriger Spannung in ein gleiches sehr hoher Spannung verwandelt. Durch eine Turbine, in welcher das Argongas, von einem Mittelpunkte ausgehend, sich nach allen Seiten ausdehnt und seine Energie an ineinander gelagerte, konzentrisch rotierende Trommeln abgibt, ließe sich die Expansion evtl. bis auf $^1/_{800}$ Atm. treiben, ohne daß der Apparat im Vergleich zu den zu verarbeitenden Massen zu voluminös würde.

Nimmt man als Temperatur des eintretenden Wassers + 5° C, so würde eine Anlage, die in der Sekunde ein Kilogramm Wasser verarbeitet, in der Sekunde zum mindesten 85 × 432,5 = 36 760 kgm : 75 = 490 PS leisten.

Ich bemerke, daß ich das Argon als einatomiges Gas mit außerdem sehr geringen latenten Wärmen als einzigen, für ein praktisches Verfahren vielleicht tauglichen Körper erkenne.

Äußerst dankbar würde ich es vernehmen, wenn sich ein physikalisches Institut bereit erklären würde, die thermodynamischen Daten des Argons, die nur zu einem kleineren Teil bekannt sind, durch Experiment in genügender Weise zu vervollständigen.

Was die Gewinnung des Argons in großen Quantitäten anbetrifft, so sind hier unüberwindliche Schwierigkeiten nicht vorhanden. Argon ist in der Natur sehr verbreitet und existiert in der Atmosphäre zu ungefähr 1%, eine durchaus nicht geringe Quantität. Heute bereits schickt sich die Industrie an, den Stickstoff der Luft zur Darstellung von Salpeter zu verwenden zu Nutzen der Landwirtschaft, und würde hierbei Argon als wertvolles Nebenprodukt zu gewinnen sein. Es ließen sich jedoch noch andere Verfahren vorschlagen, deren Erklärung vorläufig noch müßig ist.

Im folgenden noch ein Kreisprozeß von lediglich mathematischem Interesse. Es bestehe für ihn die

Voraussetzung der genau umkehrbaren Verwandlungen, und daß keine Wärme nach außen abgeleitet, noch, wenn nicht anders bemerkt, von außen zugeleitet wird.

Die Temperatur der äußeren Umgebung sei für diesen Prozeß T_0, die arbeitenden Körper ein Gewichtsquantum Luft und eine Flüssigkeit z. B. Glyzerin, beide gleichfalls von der Anfangstemperatur T_0. Das Anfangsvolumen des Glyzerins sei u_1, dasjenige der Luft v_1, der Anfangsdruck derselben p_1. Die Luft werde nunmehr mit dem Kraftaufwand L polytropisch komprimiert, wobei die entstehende Kompressionswärme zu einem größeren Teil auf das Glyzerin übergeleitet wird und zwar entsprechend der Voraussetzung in der Weise, daß von Anbeginn an die Temperaturen in beiden Körpern gleichmäßig steigen bezw. jeweilig gleich sind. Nachdem die Körper die Temperatur T_1 erreicht haben, ist die Kompression beendet. Durch die Wärmezuführung hat sich das Glyzerin auf u_2 ausgedehnt, und wolle man annehmen, daß während dieser Ausdehnung ein großer Druck überwunden worden und die Arbeit l_1 geleistet wäre, deren Wärmeäquivalent in der Flüssigkeit verschwindet. Es mag erwähnt sein, daß sich Glyzerin, selbst wenn nur um einige Grade in der Temperatur erhöht, mit fast unwiderstehlicher Kraft ausdehnt. Bei Beendigung der polytropischen Kompression der Luft ist deren Druck p_2, das Volumen v_2

und gilt die Beziehung

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n$$

wobei n der für die Polytrope geltende mittlere Exponent ist.

Das Glyzerin wird nun von seinem hohen Drucke befreit, wodurch es sich auf u_3 ausdehnt und auch noch ein Maximum äußerer Arbeit $= l_3$ leistet. Es steht dann das Glyzerin unter gewöhnlichem Atmosphärendruck. Soll nun der Prozeß umgekehrt werden, so findet sich, daß der Luft während ihrer Expansion nicht dieselbe Wärmequantität wieder zugeleitet werden kann, die sie bei der Kompression abgeleitet hat, da das Wärmeäquivalent von $l_1 + l_2 - (u_3 - u_1)\, p_1$ verschwunden bleibt. Der Exponent n bei der Expansion der Luft muß mithin größer werden. Aus der letztgenannten Gleichung läßt sich dann erkennen, daß bei Erreichung des Anfangsvolumens v_1 der erhaltene Druck kleiner sein muß als p_1, was nur sein kann, wenn die Temperatur niedriger ist als die Anfangstemperatur T_0. Da die Temperatur des Glyzerins mit der expandierten Luft auf gleicher Höhe steht, so ist dieselbe ebenfalls niedriger als T_0. Nach Voraussetzung hat keine Wärmeleitung aus dem System nach außen stattgefunden, und ist das Wärmemanko in mechanische Arbeit umgesetzt. Die erkälteten Körper können nun durch Wärmeaufnahme aus der Umgebung auf

ihren Anfangszustand zurückgebracht und der Prozeß wiederholt werden usf. Alle von außen hinzugeführte Wärme wird in Arbeit umgesetzt.

Für meine verschiedenen Prozesse gilt

$$\int \frac{d\,Q}{T} \gtreqqless 0$$

und ist die Unrichtigkeit des II. Hauptsatzes erwiesen. Es ist ein großer Unterschied, ob man, wie im Carnotschen Kreisprozeß, die Verdichtung durch Kompression also Arbeitsverlust oder im Gegenteil die Verdichtung durch einen durch Arbeitsgewinn herbeigeführten Wärmeverlust bezw. Kondensation herbeiführt. Bei dem Glyzerin als bereits kondensierten Körper ist zur Verdichtung ebenfalls keine Kompression nötig. Die abzuleitende Wärme hat im Sinne des Carnotschen Kreisprozesses mit abzuleitendem „Wärmegewicht“ nichts zu tun.

In den Kondensationsprozessen kann aber auch dann mit Gewinn gearbeitet werden, wenn die Kondensation lediglich durch Wärmeableitung stattfindet, und durch die außerordentliche Verdichtung in dem Prozeß ein absolutes Potential niederer Spannung in ein gleiches höherer Spannung verwandelt wird.

Wir haben nunmehr wenigstens die mathematisch-physikalische Erkenntnis, daß wir uns mit dem II. Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie unmöglich ohne

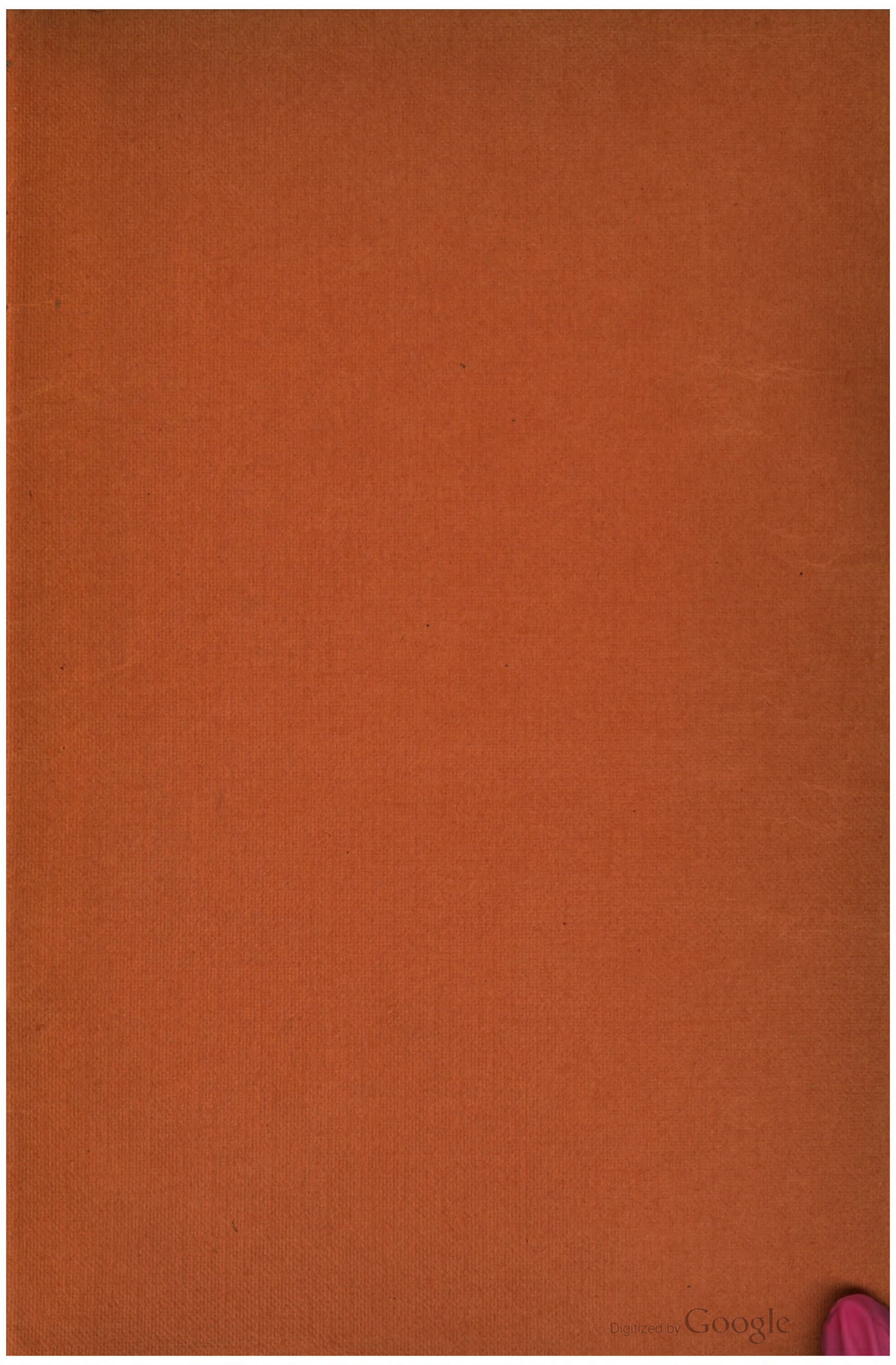
weiteres in Übereinstimmung mit einem für die ganze Physik gültigen Prinzip befinden können.

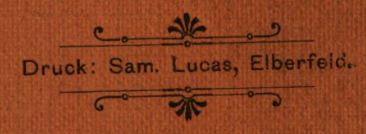
Clausius glaubte dem Satz von der Erhaltung der Kraft einen anderen angliedern zu können: „Die Entropie der Welt schreitet einem Maximum zu.“ Ich kann hier feststellen, daß offiziell die absolute Notwendigkeit dieses verallgemeinerten Satzes nicht anerkannt wurde, weil kein mathematischer noch sonst genügender Beweis dafür aufzubringen war. Man darf sich deshalb um so weniger wundern, wenn schließlich jemand kommen konnte, der auf Grund exakter Beweisführung dartat, daß die auf das Maximum der Entropie übergegangene Wärme doch in mechanische Arbeit rückwandelbar ist.

Es ist möglich, daß es noch andere Erscheinungen in der Natur gibt, bei welchen die Entropie eines für sich bestehenden Systems kleiner wird.

Ich glaube, daß man bezüglich des Entropiesatzes noch manche Studien anstellen muß. Vielleicht ist es dann einmal der Zukunft beschieden, praktisch die Wärme der Luft, des Wassers der Flüsse und Meere in Arbeit zu verwandeln, wodurch die menschliche Kultur entlastet werden könnte.






Druck: Sam. Lucas, Elberfeld.



